

О ПРИРОДЕ БЫСТРЫХ "ЛИДИРУЮЩИХ" π^+ -МЕЗОНОВВ π^-N - И $\pi^-^{12}C$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГэВ/с

К.О.Лимов, А.А.Юлдашев, Б.С.Юлдашев

В работе показано, что источниками "лидирующих", т. е. уносящих наибольший импульс в событии, π^+ -мезонов в π^-N - и $\pi^-^{12}C$ -взаимодействиях являются векторные мезоны с G -четностью плюс единица.

При изучении взаимодействий адронов высоких энергий с ядрами наблюдается так называемый "эффект лидирующей частицы", суть которого заключается в том, что во взаимодействии, в среднем, наибольший импульс уносится частицей, квантовые числа которой совпадают с налетающей. Однако, как показывает анализ экспериментальных данных, в части событий имеются такие взаимодействия, где наибольший импульс уносится частицей с противоположным знаком, например, π^+ -мезоном в случае, когда первичной частицей является π^- -мезон. Выявление механизма образования таких быстрых "лидирующих" π^+ -мезонов представляется весьма интересным.

В настоящей работе мы исследовали обсуждаемый класс событий на примере π^-N - и $\pi^-^{12}C$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с. Экспериментальные данные были получены в двухметровой пропановой пузырьковой камере. Методика выделения π^-p -, π^-n - и $\pi^-^{12}C$ -взаимодействий подробно описана в [1]. Приводимые ниже результаты основываются на анализе ≈ 17000 π^-p -, ≈ 6000 π^-n - и ≈ 17000 $\pi^-^{12}C$ -событий. При получении данных для π^- - нуклонных (π^-N)-взаимодействий результаты по π^-p - и π^-n -соударениям усреднялись по нуклону-мишени. Анализ показывает, что в части π^-N - и $\pi^-^{12}C$ -событий (соответственно $28,9 \pm \pm 0,6\%$ и $32,7 \pm 0,4\%$) наибольший импульс во взаимодействии уносится π^+ -мезоном и, как видно, эта доля слабо зависит от типа мишени.

При изучении ассоциативных множественностей отрицательных вторичных частиц $\langle n_{\chi^-} \rangle$ (более 95% из них составляет π^- -мезоны) в таких событиях, т. е. процессы типа

$$\pi^- + N \rightarrow \pi^+_{\text{лидер}} + X, \quad (1)$$

$$\pi^- + ^{12}C \rightarrow \pi^+_{\text{лидер}} + X, \quad (2)$$

обнаружено (см. рис. 1, а, б), что характер зависимости $\langle n_{\chi^-} \rangle$ от продольного импульса лидирующего π^+ -мезона, $P_{\parallel}(\pi^+_{\text{лид}})$, неодинаков во всей области рассматриваемых значений $P_{\parallel}(\pi^+_{\text{лид}})$ — из рис. 1, а, б видно, что $\langle n_{\chi^-} \rangle$ приблизительно линейно падает с $P_{\parallel}(\pi^+_{\text{лид}})$, но, начиная с $P_{\parallel}(\pi^+_{\text{лид}}) \gtrsim 18$ ГэВ/с ($\chi_{F}^{\text{лаб}} = P_{\parallel}^{\text{лаб}}/p_{\text{max}}^{\text{лаб}} \gtrsim 0,45$), зависимость становится существенно слабее, т. е. средняя множественность отрицательных пионов, ассоциированных с лидирующим π^+ -мезоном, при $\chi_{F}^{\text{лаб}}(\pi^+_{\text{лид}}) \gtrsim 0,45$ слабо меняется с $\chi_{F}^{\text{лаб}}$. Это, в свою очередь, наводит на мысль о том, что источниками лидирующих π^+ -мезонов могут быть быстрые резонансы (ρ^0 , f^0 , g^0 и ω^0), образованные в π^-N - и $\pi^-^{12}C$ -соударениях.

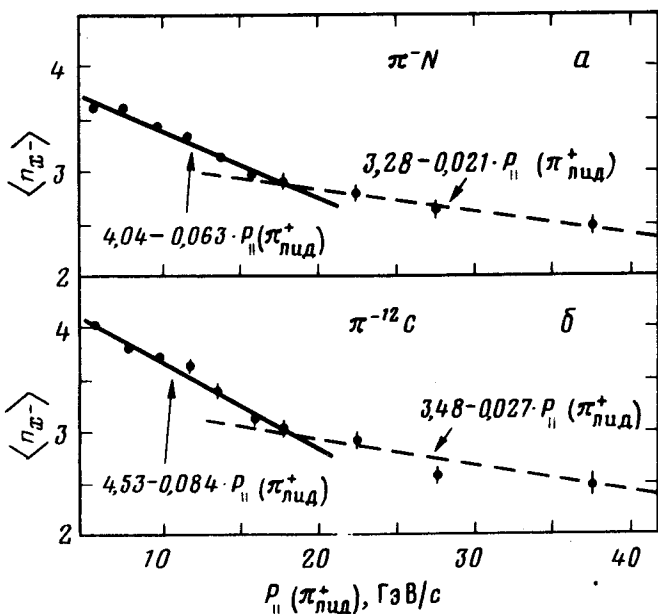


Рис. 1. Зависимость $\langle n_{\pi^-} \rangle$ от $P_{||}(\pi_{\text{ЛИД}}^+)$ в π^-N - (а) и $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействии (б). Сплошные и штриховые линии — результаты аппроксимации функцией $\langle n_{\pi^-} \rangle = a + b P_{||}(\pi_{\text{ЛИД}}^+)$

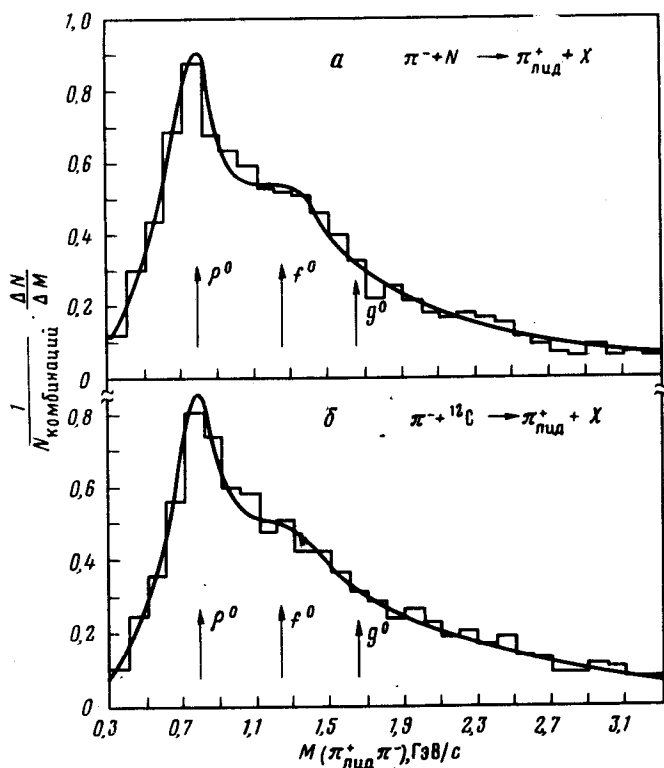


Рис. 2. Распределения по эффективной массе, $M(\pi_{\text{ЛИД}}^+ \pi^-)$ в реакциях (1) — (2). Кривые — результаты аппроксимации формулой (3)

С целью проверки этого предположения в реакциях (1) и (2) были изучены спектры эффективных масс, $M(\pi_{\text{Лид}}^+ \pi^-)$, лидирующего π^+ -мезона и любого вторичного π^- -мезона, образованных во взаимодействии. Распределения по $M(\pi_{\text{Лид}}^+ \pi^-)$ для (1) и (2) представлены на рис.2 (а,б). Кривые представляют результат аппроксимации функцией [2]:

$$F[M(\pi_{\text{Лид}}^+ \pi^-)] = (1 - a_\rho - a_f - a_g - a_\omega) \Phi(M) + a_\rho B W_\rho(M) + a_f B W_f(M) + a_g B W_g(M) + a_\omega \Phi(M_\omega), \quad (3)$$

где $M \equiv M(\pi_{\text{Лид}}^+ \pi^-)$; $a_{\rho, f, g, \omega}$ — относительные вклады резонансов: ρ^0 , f^0 , $g^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$; $\Phi(M_\omega)$ — функция распределения эффективной массы ($\pi^+ \pi^-$)-мезонов от распада ω^0 -мезона с учетом матричного элемента распада [2]; $\Phi(M)$ — фоновое распределение, полученное из комбинаций ($\pi_{\text{Лид}}^+ \pi^-$) с введением весов, учитывающих различие в спектрах лидирующих π^+ - и π^- -мезонов; $B W_{\rho, f, g}(M)$ — релятивистские функции Брейта — Вигнера [3]. При аппроксимации экспериментальных данных для функций $B W_{\rho, f, g}(M)$ задавались табличные значения масс и ширин резонансов и учитывалось искажение этих функций вследствие экспериментальных погрешностей в измерении $M(\pi_{\text{Лид}}^+ \pi^-)$ [2].

В результате аппроксимации (χ^2 — число степеней свободы составляет 1,75 для π^-N - и 0,71 для $\pi^-^{12}C$ -взаимодействий) были определены средние множественности перечисленных резонансов, которые даются в таблице с учетом поправок на моды распадов. Там же указана доля π^-N - и $\pi^-^{12}C$ -взаимодействий, в которых $\chi_{F}^{\text{лаб}}(\pi_{\text{Лид}}^+) \geq 0,45$.

	$\langle n_{\rho^0} \rangle$	$\langle n_{f^0} \rangle$	$\langle n_{\omega^0} \rangle$	$\langle n_{g^0} \rangle$	$\sigma(\pi_{\text{Лид}}^+, \chi_{\text{лаб}} \geq 0,45)$
	σ_{tot}				
π^-N	$0,52 \pm 0,05$	$0,34 \pm 0,06$	$0,03 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,04$	$0,051 \pm 0,003$
$\pi^-^{12}C$	$0,57 \pm 0,10$	$0,27 \pm 0,07$	$0,05 \pm 0,06$	$-0,01 \pm 0,05$	$0,047 \pm 0,002$

Как видно из таблицы, средние множественности соответственно ρ^0 - и f^0 -мезонов в пределах ошибок совпадают в π^-N - и $\pi^-^{12}C$ -взаимодействиях, т. е. выходы быстрых ρ^0 - и f^0 -мезонов не зависят от типа мишени. С другой стороны, экспериментальные данные указывают, что приблизительно 90% всех лидирующих π^+ -мезонов появляются от распадов $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $f^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Наконец, тот факт, что средние множественности ω^0 -мезонов в пределах погрешностей равны нулю, указывает на то, что по-видимому процессы типа (1) и (2) при $\chi_F(\pi_{\text{Лид}}^+) \geq 0,45$ осуществляются в результате однопионного обмена — в рамках такого подхода рождение ω^0 -мезона запрещено сохранением G -четности, что и наблюдается на эксперименте. Следует отметить, что при исключении когерентных и дифракционных событий в реакциях (1) и (2) результаты по выходам резонансов не меняются в пределах 10%.

В заключение отметим, что в некоторых партонных и мультипериферических моделях адрон-ядерных взаимодействий (см., например

[4]) слабое поглощение быстрых частиц, рожденных в адрон-ядерных взаимодействиях, объясняется увеличением длин формирования, l_f , вторичных частиц с ростом их импульса P : $l_f \approx P/m^2$, где $m^2 \approx (1-2)\Gamma^2 \text{ЭВ}^2/c^2$. Это означает, что ядерная материя прозрачна для вторичных частиц с $l_f > R_A \approx r_0 A^{1/3}$ (A — массовое число и R_A — радиус ядра). В нашем случае ρ^0 - и f^0 -мезоны являются "вновь рожденными" частицами с импульсами $P > 28 \text{ ГэВ}/c$. Из приблизительного равенства их средних множественностей на нуклоне и ядре можно предположить, что они поглощаются в ядре очень слабо (см. таблицу). Длина формирования этих мезонов составляет больше $2,7 \Phi$, что превышает радиус ядра углерода ($R_C = 2,24 \Phi$) — этот факт не противоречит предположениям моделей [4].

В заключение нам приятно поблагодарить В.С.Мурзина за полезные обсуждения и участников сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ.

Физико-технический институт
Академии наук Узбекской ССР

Поступила в редакцию
13 октября 1980 г.

Литература

- [1] А.У.Абдурахимов и др. ЯФ, 18, 545, 1973; ЯФ 18, 1251, 1973; S.A.Azimov et al. Nucl. Phys., B107, 45, 1976.
- [2] Н.Ангелов и др. ЯФ, 25, 117, 1977.
- [3] J.D.Jackson. Nuovo Cim. 34, 1644, 1964.
- [4] О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 469, 1973; N.N.Nikolaev et al. Preprint Ref. TH 2541 — CERN 1978.